

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



4/10/74

A-941

P4 - 7534

826/2-74

Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко

ВЛИЯНИЕ

ИЗОТОПИВВАРИАНТНЫХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

НА СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ РАДИУСЫ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7534

Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко

**ВЛИЯНИЕ**

**ИЗОТОПИВВАРИАНТНЫХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ**

**НА СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ РАДИУСЫ**

Направлено в "Известия АН СССР"

**Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что усредненная зависимость среднеквадратичных радиусов /СКР/ ядер от массового числа имеет вид  $\sim A^{1/3}$  /1/. Между тем экспериментальная информация указывает на наличие ряда отклонений от такой зависимости. Именно, наблюдается систематическое уменьшение СКР при подходе к магическим ядрам. Примером может служить поведение СКР в районе четно-четных изотопов Са /2/ и в районе Fc и Ni /3,4/.

Ранее попытки объяснения таких аномалий предпринимались двумя путями. Во-первых, с помощью оболочечной модели. Такие расчеты /5-7/ не объясняют хода СКР по изотопам. Во-вторых, в рамках теории конечных ферми-систем /8,9/. К сожалению, роль парных корреляций в этих работах осталась невыясненной. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы изучить влияние изотопин-вариантного спаривания на СКР ядер. Идея расчетов основывается на том, что парные корреляции, размывая границу Ферми, приводят к увеличению СКР. Поскольку вклад парных сил уменьшается по мере приближения к замкнутым оболочкам, естественно при этом ожидать уменьшения СКР ядер.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Учет корреляций проведен в рамках модели, построенной для описания коллективных свойств "парных"  $O^+$ -состояний ядер /10,11/.

Напомним основные положения используемого метода. Будем исходить из микроскопической модели ядра, учитывающей лишь парные остаточные силы.

Так как в средних и легких ядрах изоспин  $T$  является хорошим квантовым числом, запишем гамильтониан в изотопинвариантном виде:

$$H = \sum_s (\epsilon_s - \lambda) N_s - G \sum_{\mu=0, \pm 1} A_{\mu}^{+} A_{\mu},$$

$$A_{\mu} = \frac{1}{2} \sum_s \sqrt{2j_s+1} [a_s^{+} a_s^{+}]_{1\mu}^{J=0},$$

$$A_{\mu} = (A_{\mu}^{+})^{\dagger}, \quad s = n, \ell, j. \quad /1/$$

Для операторов рождения /уничтожения/ пары нуклонов  $[a_s^{+} a_s^{+}]_{1\mu}^{J=0}$  ( $[a_s a_s]_{1\mu}^{J=0}$ ) с угловым моментом  $J = 0$  и третьей проекцией изоспина  $T_z = \mu$ , оператора числа частиц  $N_s = \sum_{m\tau=\pm 1/2} a_{sm\tau}^{+} a_{sm\tau}$  и оператора изоспина  $T_{s\mu} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum [a_{sm}^{+} a_{sm}]_{1\mu}$  можно построить конечное бозонное представление /11/. Например,  $T_{s\mu} \rightarrow \sqrt{2} [b_{s\mu}^{+} b_{s\mu}]$ , где  $b_{s\mu}^{+}, b_{s\mu}$  - операторы бозонов  $[b_{s\mu}, b_{s'\mu}^{+}] = \delta_{ss'} \delta_{\mu\mu}$ . С помощью канонического преобразования бозонных операторов  $b_{s\mu}^{+}, b_{s\mu}$  можно выделить коллективную ветвь возбуждения, связанную с парными корреляциями и построить коллективный гамильтониан, описывающий такие возбуждения. Подробно все вопросы, связанные с построением и изучением свойств коллективного гамильтониана, обсуждались в работах /11/. Отметим только, что в отличие от RPA данный метод применим при любой величине парного

взаимодействия  $G$  и независимо от того, существенны или несущественны ангармонические эффекты.

Модельные состояния такого гамильтониана соответствуют основным и "парным" возбужденным  $O^{+}$ -состояниям ядер и их изобарическим аналогам /10,11/.

В данной работе будет проведен расчет матричных элементов от операторов  $\hat{r}_p^2$  и  $\hat{r}_n^2$  соответственно протонного и нейтронного квадратичных радиусов:

$$\begin{cases} \hat{r}_p^2 = \sum_s m_s \left( \frac{1}{2} N_s - T_{s0} \right), \\ \hat{r}_n^2 = \sum_s m_s \left( \frac{1}{2} N_s + T_{s0} \right), \end{cases} \quad /2/$$

$m_s = \langle n\ell j | r^2 | n\ell j \rangle$ . /Мы пренебрегаем недиагональными по  $n$  и  $\ell$  матричными элементами от оператора  $\hat{r}^2$  по одночастичным состояниям/.

Поскольку все конкретные результаты расчетов будут приведены для ядер с  $A \sim 56$ , выберем за базисное ядро  ${}^{56}\text{Ni}$ . Далее поступаем следующим образом. Методом, изложенным в /11/, строим волновые функции интересных нас ядер, переходим к бозонному представлению для операторов /2/ и усредняем эти операторы по построенным волновым функциям.

Рассмотрим сначала случай, когда протоны и нейтроны находятся в независимых осцилляторных потенциальных ямах. Это означает, что добавление нейтронов не меняет параметров протонной ямы и наоборот.

$$\text{Тогда } m_s = \frac{\hbar}{m\omega} (2n + \ell + 3/2) \text{ и независимость по}$$

потенциальных ям будет означать, что  $\omega$  не зависит от  $A$ .

Выясним, как меняются зарядовые радиусы при добавлении пары нейтронов. Ясно, что изменение зарядовых СКР при добавлении пары нейтронов обязано наличию изотопинвариантного взаимодействия.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В табл. 1 представлены отношения среднеквадратичных зарядовых радиусов /СКР/ при наличии взаимодействия и отсутствии его. Видно, что эти величины на 1-2% отличаются от единицы. Заметно также уменьшение СКР при числе нейтронов, равном магическому. Такое уменьшение, однако, слишком мало, чтобы объяснить наблюдаемый экспериментальный эффект, например в Саи Fe.

Константа парного взаимодействия была взята равной 0,5 Мэв с тем, чтобы воспроизвести спектр парных коллективных возбуждений в районе  $A \sim 56$  /11/. Для изотопов железа в скобках показано отношение радиусов для  $G = 0,72$  Мэв.

В табл. 2 приведены аналогичные результаты для нейтронных СКР.

Вычисление значений радиусов в возбужденных  $O^+$  состояниях ядер также указывает на рост радиуса с энергией возбуждения. Надо отметить, что этот эффект также очень мал. Например, СКР в возбужденном  $O^+$  - состоянии с  $E_x = 10,1$  Мэв /  $T=2$  / в ядре  $^{56}Ni$  всего на 0,05% больше СКР в основном состоянии и  $G = 0,5$  Мэв.

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Перейдем к вычислению самих СКР. Отметим, что зависимость от  $A$  может происходить как за счет изменения параметра размерности длины  $\hbar / m \omega$ , так и за счет изменения в структуре волновых функций. Что касается последнего, то в рамках метода работ /11/ все состояния, о которых шла речь, - это возбуждения над основным состоянием ядра  $^{56}Ni$ . Для расчета волновых функций необходимо выбрать одночастичные энергии и константу парного взаимодействия. Эти параметры фиксируются для ядра  $^{56}Ni$  и остаются неизменными в последующих расчетах. Тем не менее структура самих волновых функций будет неявно зависеть от  $A$ . Чтобы использовать волновые функции, полученные ранее /11/, и не выходить за рамки осцилляторной модели, заметим,

Таблица 1

$$\langle r_p^2 \rangle_{G=0.5}^{1/2} / \langle r_p^2 \rangle_{G=0}^{1/2}$$

| Элемент | N / Z |          |          |          |          |        |        |        |
|---------|-------|----------|----------|----------|----------|--------|--------|--------|
|         |       | 24       | 26       | 28       | 30       | 32     | 34     | 36     |
| Cr      | 24    | I.0116   | I.0112   | I.0111   | I.0113   |        |        |        |
| Fe      | 26    | I.0061   | I.0061   | I.0055   | I.0065   | I.0063 | I.0064 |        |
|         |       | (I.0166) | (I.0164) | (I.0179) | (I.0170) |        |        |        |
| Ni      | 28    |          | I.0046   | I.0050   | I.0050   | I.0054 | I.0054 | I.0054 |
| Zn      | 30    |          |          |          | I.0055   | I.0058 | I.0061 |        |

Таблица 2

$$\langle r_n^2 \rangle_{G=0.5}^{1/2} / \langle r_n^2 \rangle_{G=0}^{1/2}$$

| Элемент | $\frac{N}{Z}$ |        | 24       | 26     | 28               | 30     | 32       | 34     | 36     |
|---------|---------------|--------|----------|--------|------------------|--------|----------|--------|--------|
|         | Cr            | 24     | I.0116   | I.0082 | I.0050           | I.0056 |          |        |        |
| Fe      | 26            | I.0061 | (I.0166) | I.0048 | (I.0140)(I.0142) | I.0054 | (I.0150) | I.0056 | I.0062 |
| Ni      | 28            |        | I.0046   | I.0052 | I.0055           | I.0061 | I.0066   |        |        |
| Zn      | 30            |        |          | I.0055 | I.0058           | I.0061 |          |        |        |

что схема уровней, использованная в /11/, довольно хорошо воспроизводится осцилляторным потенциалом обычного вида /12/

$$V = \frac{m \omega^2}{2} r^2 + \hbar m \kappa (-2 \hat{l} \hat{s} - \mu \hat{l}^2) + \text{const}$$

с подобранными параметрами  $\kappa = 0,068$ ,  $\mu = 0/N = 0,1,2/$ ,  $\mu = 0,45/N = 3,4/$ ,  $\text{const} = -54,2 \text{ Мэв}$ .

Для частоты  $\omega$  возьмем несколько уточненную формулу /13/

$$\hbar \omega = 45 A^{-1/3} - 25 A^{-2/3} \text{ Мэв.}$$

Итак, в данной работе мы используем волновые функции, полученные ранее, а для расчетов построены осциллятор.

На рис. 1 показаны результаты расчетов для изотопов Cr, Fe, Ni, Zn. Видно, что учет парных сил приводит к увеличению среднеквадратичного протонного радиуса. Для изотопов Fe в качестве иллюстрации приведены результаты для трех значений парной константы G: 0; 0,5; 0,7 Мэв.

Нужно отметить, что несмотря на уменьшение  $\langle r_p^2 \rangle_Z^{1/2}$  вблизи магических чисел N и Z, этот эффект мал.

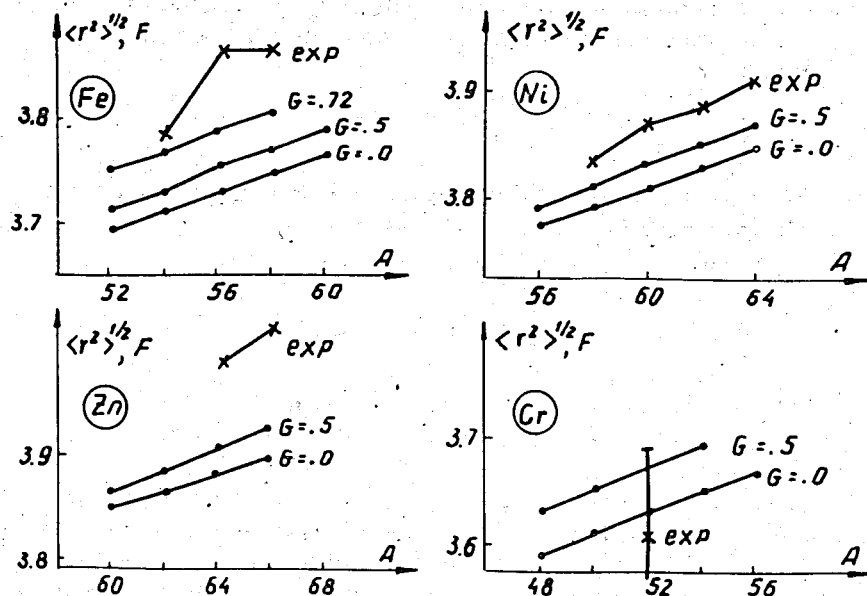
Включение парных сил практически не меняет наклона кривых

$$\langle r_p^2 \rangle_Z^{1/2}$$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, можно сказать, что хотя учет парных корреляций качественно правильно отражает ход зарядовых СКР по изотопам /в частности, уменьшение СКР при подходе к магическим числам/, в количественном отношении парные корреляции при разных значениях константы спаривания не могут объяснить этот эффект.

Авторы благодарны сотрудникам ЛТФ ОИЯИ за обсуждение полученных результатов.



Среднеквадратичные зарядовые радиусы для изотопов Fe, Ni, Zn, Cr.

### Литература

1. Л.Элтон. Размеры ядер. ИЛ, М., 1962.
2. R.F.Frosch, R.Hofstadter, J.M.McCarthy, G.K.Nöldeke, K.J.Van Oostrum and M.R.Yearian. Phys.Rev., 174, 1380 (1968).
3. А.С.Литвиненко, Н.Г.Шевченко, Н.Г.Афанасьев, А.Ю.Буки, Р.Л.Кондратьев, Г.А.Савицкий, В.М.Хвас-тунов, А.А.Хомич, В.Б.Шостак. Письма в ЖЭТФ, 12, 389 /1970/.
4. Б.А.Шиляев, Н.А.Шляхов, В.Я.Головня, А.П.Ключа-рев. Письма в ЖЭТФ, 13, 668 /1971/.
5. L.R.V.Elton. Phys.Rev., 158, 970 (1967).
6. L.R.V.Elton, A.Swift. Nucl.Phys., A94, 52 (1967).
7. F.G.Perey, J.P.Schiffer. Phys.Rev.Lett., 17, 324 (1966).
8. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.

9. Г.Г.Бунарян, М.А.Микулинский. ЯФ, 1, 38 /1965/. R.C.Barrett. Nucl.Phys., 88, 128 (1966); A.Lande, A.Molinari, G.E.Brown. Nucl.Phys., A115, 241 (1968).
10. A.Bohr. Nucl.Structure. Dubna, Symposium, 1968. IAEA, Vienna, 1968.
11. V.G.Kartavenko, R.V.Jolos, F.Dönaу, D.Janssen. Preprint JINR E4-6127, Dubna, 1971; ТМФ, 14, 70 /1973/; Р.В.Джолос, В.Г.Кармавенко. Сообщения ОИЯИ, Р4-6781, Р4-6782, Дубна, 1972.
12. С.Нильссон. В сб. "Деформация атомных ядер". ИЛ, М., 1958.
13. J.Blomqvist, A.Molinari. Nucl.Phys., A106, 545 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 ноября 1973 года.